

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б. П. Константинова

А. В. Лазута
С. В. Малеев
Б. П. Топерверг
А. И. Окороков
А. Г. Гукасов
Я. М. Отчик
В. В. Рунов

№ 366
сентябрь 1977

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ КРИТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ВЫШЕ T_c

(Теория и эксперимент)

Ленинград

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

366

А.В.Лазута, С.В.Малеев, Б.П.Топерверг, А.И.Окороков,
А.Г.Гукасов, Я.М.Отчик, В.В.Рунов

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ КРИТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ВЫШЕ T_c
(Теория и эксперимент)

Ленинград
1977

POLARIZATION EFFECTS IN CRITICAL NEUTRON SCATTERING FROM FERROMAGNETS ABOVE T_c

A.V.Lazuta, S.V.Maleyev, B.P.Toperverg,
A.I.Okorokov, A.G.Gukasov, I.M.Otchik, V.V.Runov

Abstract

A method of investigation of the three particle correlations is proposed. Theoretical analysis taking into account the second Born approximation has shown that neutrons scattered from ferromagnet above T_c would be polarized in the direction orthogonal to scattering plane. The experiment been performed has proved the existence of such an effect. It is found that polarization arising in critical scattering from Fe is $P = (7.8 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$ for $T - T_c = 6°C$ and $\lambda = 4$ Å. Angular and temperature dependences are in qualitative agreement with the theory.

Направлено в
"Phys Lett. A"

УДК 539.171.018

А н н о т а ц и я

Предложен метод изучения трехчастичных корреляций. Теоретически показано, что при анализе магнитного рассеяния поляризованных нейтронов в магнетиках, находящихся в парамагнитной фазе, во втором порядке теории возмущений возникает поляризация, ортогональная плоскости рассеяния. Поставленный эксперимент подтвердил существование такого эффекта. В критическом рассеянии на железе найдено, что возникающая поляризация равна $P = (7{,}8 \pm 0{,}9)\cdot 10^{-5}$ для температуры $T-T_C=6^{\circ}C$ и $\lambda=4\,\text{Å}$. Угловая и температурная зависимости поляризации качественно согласуются с теорией.

В в е д е н и е

Известно, что в парамагнитном состоянии магнетиков, в отсутствие магнитного поля, при анализе магнитного рассеяния поляризованных нейтронов в первом борновском приближении поляризация не возникает. В настоящей работе показано, что во втором порядке теории возмущений появляется поляризация. Она связана с возникающим в этом порядке трехчастичным коррелятором спинов $\langle S_1^{\alpha}(t_1) S_2^{\beta}(t_2) S_3^{\gamma}(t_3)\rangle$, который пропорционален $i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$. Возникающая поляризация направлена по псевдовектору $[\vec{p}\,\vec{p}']$, где $\vec{p}$ – начальный импульс нейтрона, $\vec{p}'$ – импульс после рассеяния. Необходимо отметить, что в статическом пределе этот коррелятор равен нулю, и поляризация возникает только, если имеется обмен энергией между нейтроном и рассеивателем. Поэтому поляризация отсутствует в случае невзаимодействующих спинов. Наблюдение возникающей поляризации дает прямую информацию о динамике трехспиновых корреляций.

В далекой парамагнитной области эта поляризация мала ($\sim 10^{-5}$).

Вместе с тем, как будет показано ниже, в критической области она достигает экспериментально наблюдаемой величины. До настоящего времени почти ничего не известно о трехспиновых корреляциях в критической области. Мы будем обсуждать их, предполагая справедливость динамического скейлинга /I/. При этом оценки поляризации дают разный результат в двух температурных областях - обменной области ($4\pi\chi < I$, где χ - статическая восприимчивость) и в дипольной ($4\pi\chi > I$). Нами проведен эксперимент по обнаружению предсказываемой поляризации. Несмотря на малую величину эффекта, его специфическая зависимость от направления вектора рассеяния позволила провести измерения с высокой точностью.

ТЕОРИЯ *

Вектор поляризации нейтронов после рассеяния определяется формулой

$$\vec{P}_{\vec{p}'\vec{p}}(\omega) = Sp_{\sigma}\langle f^{+}_{\vec{p}}, \vec{\sigma} f_{\vec{p}} \rangle \left\{ Sp_{\sigma} \langle f^{+}_{\vec{p}'\vec{p}} f_{\vec{p}'\vec{p}} \rangle \right\}^{-1}, \qquad (I)$$

где $f_{\vec{p}'\vec{p}}$ - амплитуда рассеяния, $\vec{\sigma}$ - спин нейтрона, $\langle \cdots \rangle$ - термодинамическое среднее по состояниям магнетика.

Фурье образ потенциала магнитного взаимодействия нейтронов и магнетика имеет вид:

$$V_{\vec{p}'\vec{p}} = -\frac{2\pi\hbar^2 r_0 \gamma}{m} F(\vec{q}) \sum_j e^{i\vec{q}\vec{R}_j} (\vec{S}_j, \vec{\sigma} - (\vec{e}\vec{\sigma})\vec{e}) \ , \qquad (2)$$

где $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$, $\vec{e} = \vec{q}\, q^{-1}$, r_0 - классический радиус электрона, γ - гиромагнитное отношение нейтрона, $F(\vec{q})$ - магнитный формфактор атома, m - масса нейтрона. Суммирование проводится по всем атомам рассеивателя.

Вычисляя амплитуду рассеяния во втором порядке по $V_{\vec{p}'\vec{p}}$ (для кристалла с центром инверсии), получим следующее выражение:

---

*) Теоретический анализ обсуждаемого явления выполнили А.В.Лазута, С.В.Малеев, Б.П.Топерверг.

$$\vec{P}_{\vec{p}'\vec{p}}(\omega)\sigma_{\vec{p}'\vec{p}}(\omega)=\frac{4}{3m}(r_0\gamma)^3\frac{p'}{p}\int\frac{d\vec{p}_1}{(2\pi)^3}\int_{-\infty}^{\infty}dt_1dt_2\, i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\times$$

$$\times\left\langle S^{\alpha}_{\vec{q}}(t_1)S^{\beta}_{\vec{q}_1}(0)S^{\gamma}_{\vec{q}_2}(t_2)\right\rangle\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left(E_{\vec{p}\vec{p}'}t_1+E_{\vec{p}_1\vec{p}}t_2\right)\right\}\times \tag{3}$$

$$\times F(\vec{q})F(q_1)F(q_2)\left\{[\vec{e}_1\vec{e}_2](\vec{e}_1\vec{e}_2)-[\vec{e}\vec{e}_1](\vec{e}\vec{e}_1)-[\vec{e}\vec{e}_2](\vec{e}\vec{e}_2)\right\},$$

$$\vec{q}=\vec{p}-\vec{p}',\ \vec{q}_1=\vec{p}'-\vec{p}_1,\quad \vec{q}_2=\vec{p}_1-\vec{p},\quad \vec{e}_i=\vec{q}_i q_i^{-1},$$

$$E_{\vec{p}\vec{p}'}=\frac{\hbar^2p^2}{2m}-\frac{\hbar^2p'^2}{2m},$$

$\sigma_{\vec{p}'\vec{p}}(\omega)$ - дважды дифференциальное сечение рассеяния.

Обычно динамическая теория подобия формулируется для аналитически продолженных дискретных частот мацубаровских средних. Трехчастичный коррелятор в формуле (3) связан со следующей мацубаровской треххвосткой:

$$\Phi_{\vec{q}\vec{q}_1\vec{q}_2}(i\omega,i\omega_1,i\omega_2)=i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\int_{-1/T}^{1/T}d\tau\, d\tau_1\, d\tau_2\left\langle T_\tau S^{\alpha}_{\vec{q}}(\tau)S^{\beta}_{\vec{q}_1}(\tau_1)S^{\gamma}_{\vec{q}_2}(\tau_2)\right\rangle, \tag{4}$$

где $\omega_i=2\pi n_i T$. Из этой формулы сразу следует, что $\Phi(000)=0$. Согласно /2,3/, аналитически продолжая Φ по частотам ω_i, а затем подставляя полученное выражение в (3), имеем

$$\vec{P}_{\vec{p}'\vec{p}}(\omega)\sigma_{\vec{p}'\vec{p}}(\omega)=\frac{16}{3m}(r_0\gamma)^3\frac{p'}{p}\int\frac{d\vec{q}_2}{(2\pi)^3}F(\vec{q}_2+\vec{q})F(\vec{q}_2)F(\vec{q})\times \tag{5}$$

$$\frac{T_\Delta}{\omega}\left(\frac{T_{\Delta_1}}{\omega_1}+\frac{T_{\Delta_2}}{\omega_2}\right)\Phi_{\vec{q},-\vec{q}-\vec{q}_2,\vec{q}_2}(\omega,\omega_1,\omega_2)\left(\frac{q^2-q_2^2}{(\vec{q}+\vec{q}_2)^2}-1\right)(\vec{e}\vec{e}_2)[\vec{e}\vec{e}_2],$$

где $\hbar\omega = E_{\vec{p}\vec{p}'}$, $\hbar\omega_1 = E_{\vec{p}'\vec{p}+\vec{q}_2}$, $\hbar\omega_2 = E_{\vec{p}+\vec{q}_2\,\vec{p}}$,

Δ_i - скачок по переменной ω_i. При выводе (5) учтено, что передаваемые энергии $\omega_i \ll T$ и получающиеся при аналитическом продолжении статистические веса заменены на T/ω_i.

Функцию Φ можно записать в виде произведения трехчастичной вершины Γ и спиновых функций Грина G /4,5/:

$$\Phi_{\vec{q}\vec{q}_1\vec{q}_2}(\omega,\omega_1,\omega_2) = G_{\vec{q}}(\omega)G_{\vec{q}_1}(\omega_1)G_{\vec{q}_2}(\omega_2)\Gamma_{\vec{q}\vec{q}_1\vec{q}_2}(\omega,\omega_1,\omega_2). \quad (6)$$

Для оценок воспользуемся известным из теории подобия видом функции Грина /1,3/.

$$G_{\vec{q}}(\omega) = \left[T_c a^2(q^2+\varkappa^2)\right]^{-1} g\left(\frac{q}{\varkappa}, \frac{\omega}{\Omega(\varkappa)}\right),$$
$$\Omega(\varkappa) = T_c(\varkappa a)^{5/2} \quad (4\pi\chi < 1 \text{ или } \varkappa > q_0), \quad (7)$$
$$\Omega(\varkappa) = T_c(q_0 a)^{3/2} \quad (4\pi\chi > 1 \text{ или } \varkappa < q_0).$$

Здесь a - величина порядка постоянной решетки, $q_0 = \left(\frac{\omega_0}{T_c}\right)^{1/2}$ - характерный дипольный импульс (ω_0 - дипольная энергия /3/), $\varkappa = \tau^{2/3} a^{-1}$ - обратный корреляционный радиус. В обменной области $\varkappa > q_0$, в дипольной $q_0 > \varkappa$. Параметр Фишера η в (7) и далее не учитывается.

Определим масштаб вершины Γ. Из унитарной оценки /6,7/ следует, что при $q_0, q_i \lesssim \varkappa$ вершина $\Gamma = \varkappa^{3/2} f\left(\frac{q_i}{\varkappa}, \frac{\omega_i}{T_c(\varkappa a)^{5/2}}\right)$, а если $q \sim q_i > \varkappa > q_0$, то $\Gamma = q^{3/2} f\left(\frac{q}{\varkappa}, \frac{\omega_i}{T_c(qa)^{5/2}}\right)$. Согласно принципу слияния корреляций /6,8/ при $q, q_2 > q_1 > \varkappa$ вершина $\Gamma \sim q^{1/2} q_1$, а когда $q_1 < \varkappa < q, q_2$ вершина $\Gamma \sim q^{1/2}\varkappa$. Кроме того, мы будем предполагать, что в различных областях изменения импульсов каждая из энергий ω_i в Γ обезразмеривается характерной энергией, соответствующей импульсу q_i, так же, как в G. Это предположение согласуется с динамическим подобием.

Оценим величину поляризации при малоугловом рассеянии. Первоначально рассмотрим обменную область $\varkappa > q_0$. Пусть $qa \ll 1$, т.е.

переданный ипульс находится в скейлинговой области, $q \gtrsim \varkappa$ и переданная энергия меньше или порядка характерной ($\omega / T_c (qa)^{5/2} \lesssim 1$). Тогда, подставляя (6), (7) и приведенное выше выражение для Γ в (5), можно показать, что основной вклад в интеграл по q_2 в (5) дает область, определяемая условиями $\omega_2 \lesssim \Omega_{q_2}$, $q_2 \sim q$. Эти условия приводят к ограничению на область интегрирования по ϑ_2 углу между $\vec{q}_2$ и $\vec{p}$ так, что

$$|\cos \vartheta_2| \lesssim \Lambda = \frac{1}{2pq} \left| \frac{T_c (qa)^{5/2}}{E_0} - (qa)^2 \right| \frac{1}{a^2}, \text{ где } E_0 = \frac{\hbar^2}{2ma^2}.$$

Если $\Lambda \ll 1$, то из-за малости фазового объема интеграл мал. Когда же $\Lambda \gtrsim 1$, то интеграл по углам порядка единицы и $P \sim \frac{1}{(aq)^2}$. Обычно в условиях эксперимента $p \sim a^{-1}$, $q \ll p$ и неравенство $\Lambda \gtrsim 1$ означает, что $T_c (qa)^{1/2} \gtrsim 2paE_0$. Поэтому увеличение поляризации возможно лишь для высокотемпературных ферромагнетиков, т.е. когда $T_c / E_0 \gg 1$. Условие $\Lambda \gtrsim 1$ - есть ограничение на q ($q \gtrsim a^{-1} (2E_0 pa / T_c)^{2/3} \equiv q_c$) , и, следовательно, в обменной области поляризация $P \lesssim r_0 a^{-1} (q_c a)^{-2}$.

Иная ситуация в дипольной области $q_0 > \varkappa$. Здесь $\Omega_q = T_c (q_0 a)^{3/2} qa$ и, если $q_0 \gtrsim q_c$, то ограничений на $\cos \vartheta_2$ и величину поляризации не возникает.

Окончательно, ограничившись случаем $q_0 \sim q_c$, приведем оценки для поляризации в обменной и дипольной областях ($\vec{P}_{ex}$ и $\vec{P}_{dip}$ соответственно) при рассеянии на малый угол θ :

$$\vec{P}_{ex} \sim \frac{r_0}{a} \frac{1}{a^2} \frac{[\vec{p}\vec{p}']}{|[\vec{p}\vec{p}']|} \left\{ \begin{array}{ll} q_c^{3/2} \varkappa^{-1} (p\theta)^{-5/2} & p\theta \gg \varkappa \\ q_c^{3/2} \varkappa^{-3/2} p\theta & \varkappa \gg p\theta \end{array} \right| \varkappa > q_0 ; \tag{8}$$

$$\vec{P}_{dip} \sim \frac{r_0}{a} \frac{1}{a^2} \frac{[\vec{p}\vec{p}']}{|[\vec{p}\vec{p}']|} \left\{ \begin{array}{ll} q_0^{1/2} (p\theta)^{-5/2} & p\theta \gg q_0 \\ q_0^{-3/2} (p\theta)^{-1/2} & q_0 \gg p\theta \gg \varkappa \\ q_0^{-3/2} \varkappa^{-3/2} p\theta & q_0 > \varkappa \gg p\theta \end{array} \right. .$$

Оценка поляризации для железа и никеля в дипольной области показывает, что при экспериментально достижимых $\tau = \frac{T - T_c}{T_c} \sim 10^{-4}$ поляризация $P_{dip} = 10^{-2} \div 10^{-3}$ при использовании холодных нейтронов ($\lambda \approx 20$ Å). В обменной области $max P_{ex} \sim 10^{-3}$.

ЭКСПЕРИМЕНТ *

Теоретически предсказываемый эффект заключается в возникновении поляризации при критическом рассеянии неполяризованных нейтронов. Наличие в эффекте право-левой асимметрии делает экспериментальную проверку этого эффекта вполне осуществимой, несмотря на то, что ожидаемая величина поляризации по оценке имеет порядок до 10^{-3}. Такой эксперимент был поставлен нами на пучке поляризованных нейтронов на реакторе ВВР-М ЛИЯФ АН СССР. Экспериментально было удобнее использовать именно поляризованный пучок. В этом случае легче осуществить одновременные измерения рассеяния "вправо" и "влево", т.к. достаточно определить спиновую зависимость сечения рассеяния при реверсе поляризации падающего пучка без анализа поляризации рассеянных нейтронов, что необходимо было бы делать при использовании неполяризованных нейтронов.

В таком эксперименте наблюдаемая интенсивность рассеянных нейтронов будет I_+ или I_- в зависимости от знака произведения $\vec{n}\vec{\sigma}$:

$$I = I_0 (1 + A \vec{n}\vec{\sigma}),$$

где $\vec{\sigma}$ - единичный вектор в направлении спина, а $\vec{n} = \frac{[\vec{p}\vec{p}']}{|[\vec{p}\vec{p}']|}$ - нормаль к плоскости рассеяния. Соотношение, определяемое как $P_A = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$, будет равно $A \cos \varphi$, где φ - угол между $\vec{n}$ и $\vec{\sigma}$, и с точностью до равенства сечений с переворотом спина ($S_{+-} = S_{-+}$) эквивалентно поляризации, возникающей при рассеянии неполяризованных нейтронов. Возникающая при реверсе $\vec{\sigma}$ поляризация P_A будет

*) Эксперимент был поставлен А.И.Окороковым, А.Г.Гукасовым, Я.М.Отчиком и В.В.Руновым.

иметь разный знак при рассеянии влево и вправо (изменение знака $\vec{n}$). При этом разностный эффект при рассеянии на углы $+\theta$ и $-\theta$ будет равен $\Delta P = P_{\theta_+} - P_{\theta_-} = 2P_A$:

Схема проведенного эксперимента представлена на рис. I. Была использована установка, на которой проводилась работа /9/. Поляризованный пучок сечением 8,5 х 60 мм^2 формировался 5-метровым поляризующим нейтроноводом, установленным на горизонтальном канале реактора. Используемый образец перекрывал почти все сечение нейтронного пучка и размещался на расстоянии I,5 м от выхода нейтроновода. Между нейтроноводом и образцом размещался адиабатический флиппер, описанный в работе /9/ . Поляризующие $FeCo$ стенки нейтроновода /I0/ намагничивались полем H_p = 500 э в вертикальном направлении. Во флиппере постоянное магнитное поле H_f было направлено горизонтально и перпендикулярно пучку. Образец находился в ведущем магнитном поле H_o = 5 Э, совпадающем по направлению с полем поляризатора H_p . Конфигурация полей обеспечивала адиабатическое проведение нейтронного пучка от поляризатора к образцу. На расстоянии I,5 м от образца размещался детектор, состоящий из 2I счетчика СНМ-50. Счетчики диаметром I2 мм располагались вертикально, имели рабочий размер по высоте 80 мм и занимали сектор 2θ = I0^0 по отношению к образцу.

Основные параметры установки следующие:

I - интегральная интенсивность пучка (I + I,5)$\cdot$I0^7 нейтр./сек.,
2 - длина волны нейтронов в максимуме спектра λ_m = 4 Å, средняя по спектру длина волны $\langle\lambda\rangle$ = 4,4 Å,
3 - средняя по спектру поляризация пучка P_o = 0,97,
4 - эффективность флиппера f > 0,99,
5 - угловая ширина счетчика θ_H = 0,5^0,
6 - угловая высота счетчика θ_V = 4^0.

Образец из технического армко-железа с размерами 5 х I2 х 70 помещался в термостат с тепловым экраном и был заключен в кварцевую трубку прямоугольного сечения, на которую был намотан нихромовый нагреватель. Для уменьшения магнитного поля, создаваемого током нагревателя, он был намотан челночным способом. Деполяризация нейтронов, прошедших через такой нагреватель, не превышала I%. К образцу были приварены 2 термопары хромель-алюмель и 5

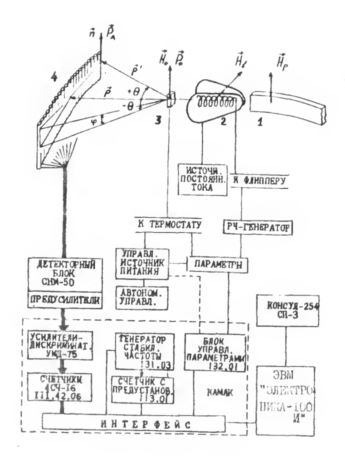


Рис.I. Схема эксперимента и блок-схема сбора и первичной обработки информации.

I – поляризующий нейтроновод,
2 – флиппер,
3 – образец,
4 – блок счетчиков.

дифференциальных термопар на расстоянии I5 мм друг от друга. Из-за больших размеров образца по сравнению с объемом нагревателя температурный градиент по образцу достигал 2°. Большая часть образца имела градиент в $0,5^{\circ}$.

Поскольку ожидаемый эффект мал ($\sim 10^{-4}$), то необходимо было провести измерения с точностью 10^{-5}. Выбор железа в качестве образца на наш взгляд является оптимальным как по значению точки Кюри (эффект пропорционален T_c), так и по величине сечения критического рассеяния. Действительно, (см. рис.2), в выбранной геометрии эксперимента загрузка счетчиков на углах $\theta = 1^{\circ}$ составляла 10^{4} имп./сек., а для $\theta = 5^{\circ}$ - $5 \cdot 10^{2}$ имп./сек., что обеспечивало необходимую точность за разумное время измерений. Были приняты меры для уменьшения аппаратурной систематической ошибки. Для уменьшения влияния дрейфа интенсивности пучка измерения с $+\vec{P_0}$ и $-\vec{P_0}$ чередовались с периодом 20 сек., причем реверс $\vec{P_0}$ осуществлялся в середине этого периода, т.е. по схеме: +-, - +, + -, - +, ...,-+. Число счетов за такие I0-секундные циклы накапливалось в сумматоре, соответственно, в разных каналах для I_+ и I_- и отдельно для каждого счетчика.

Общая блок-схема управления флиппером, сбора, накопления и первичной обработки информации показана на рис.I. По суммарной информации за N циклов (обычно N = I00 или I30) вычислялся коэффициент поляризации $P = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$. Значения I_+, I_- и P выводились на цифропечать, после чего I_+ и I_- стирались, а P запоминалось для суммирования с результатом последующих периодов из N циклов; 40 - 30 таких периодов составляли суточную серию, после которой изменялись условия опыта.

Длительность цикла, равная I0 сек., была выбрана из тех соображений, чтобы не попасть в синхронизм с колебаниями температуры, связанными с отработкой стабилизирующей системы. Температурные колебания имели период I00 ÷ I50 сек. с амплитудой $\leq 0,01^{\circ}$.*) I0-секундный цикл задавался счетчиком с предустановкой, на вход которого подавалась частота 10^{6} Гц, стабилизированная кварцем.

---

*) Стабилизация температуры осуществлялась с помощью управляемого источника питания, разработанного в нашем институте В.Н.Слюсарем.

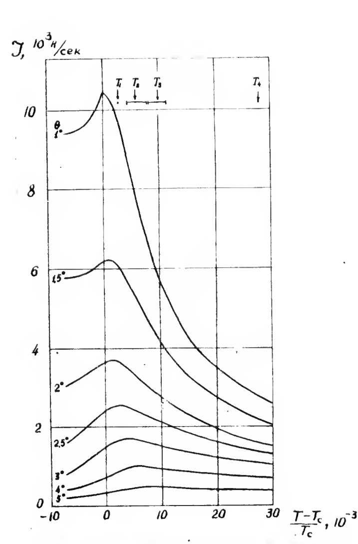


Рис.2. Зависимость интенсивности критического рассеяния от температуры при разных углах Θ .

На время переключения флиппера осуществлялась задержка измерений на 0,5 сек. для исключения влияния переходного процесса во флиппере. Программное управление многодетекторной системы обеспечивалось с помощью ЭВМ "Электроника-IOO И" через интерфейс, связанный с модулями САМАС и процессором "Электроника-IOO И".

В блоке детектора из 2I счётчика центральный счётчик № II использовался для контроля поляризации прошедшего пучка нейтронов ($\theta = 0^{0}$). Для этой цели перед ним стоял миниатюрный изогнутый поляризующий нейтроновод с рабочим сечением 0,2 х I5 $мм^{2}$ и длиной 2I0 мм. Счётчики № I0 и I2 ($\theta = \pm 0{,}5^{0}$) в основных измерениях не использовались, т.к. захватывали часть прямого пучка. Эти счётчики были использованы при юстировке детекторного блока. Остальные I8 счётчиков были рабочими и располагались симметрично слева и справа от центра пучка на углах от I^{0} до 5^{0}. Разброс эффективности счётчиков составлял не более I0%.

Для определения температуры Кюри T_c было снято рассеяние в широкой температурной области (рис.2). За T_c принималась температура максимума критического рассеяния на угол $\theta = I^{0}$, т.к. из наших предыдущих измерений на малых углах следует, что температурный сдвиг максимума рассеяния на углы до I^{0} практически ненаблюдаем. Всего в эксперименте было проведено I8 суточных серий и зарегистрировано по всем счётчикам около $3{,}65 \cdot I0^{I0}$ импульсов. Измерения проводились при разной температуре образца. При измерениях наблюдался также термопарный дрейф со скоростью до I^{0} в сутки. При обработке результатов для уменьшения статистической ошибки группы серий были усреднены по температурным интервалам, указанным на рис.2: $T_I = T - T_c = 3{,}3^{0} \div 3{,}6^{0}$ (I серия); $T_2 = 4{,}5^{0} \div 8^{0}$ (4 серии); $T_3 = 8^{0} \div II{,}5^{0}$ (5 серий); $T_4 = 28^{0}$ (I серия) и $T_5 = 55^{0}$ (I серия).

Для контроля были проведены измерения на деполяризованном пучке (5 серий). Пучок деполяризовался шимом из тонкого технического железа, который ставился между флиппером и образцом. Для выявления ложного эффекта, связанного с геометрическим расположением счётчиков, во второй половине эксперимента детекторная система была перевёрнута вокруг оси пучка на $I80^{0}$. Одна серия была проведена с обратным ведущим полем H_0 на образце. Все эти проверки не

показали наличия заметного ложного эффекта. Измерения в разных условиях чередовались и перемешивались во времени.

При температурах T_I, T_2, T_3 в каждой серии измерений были видны наличие эффекта возникновения поляризации и его право-левая асимметрия. Причем, положительная поляризация (совпадающая с направлением начальной поляризации $\vec{P}_o$) возникала на правом крыле счетчиков при геометрии магнитных полей, показанной на рис. I.

На рис. 3 показаны угловые зависимости $P_A(\theta)$ и $\Delta P(\theta)=2P_A(\theta)$, усредненные по температурным диапазонам $T_I \div T_2$, T_3 и T_3 с шимом. Видно, что эффект на уровне $P_A = 10^{-4}$ явно присутствует. На зависимостях $\Delta P(\theta)$ штриховой линией показан уровень статистического среднего, ошибка которого не превышает $2 \cdot 10^{-5}$.

На малых углах наблюдается подъем поляризации, а на больших (T_I, T_2) ее резкое падение до нуля. Является ли резкий срыв поляризации на $\theta = 4^o$ отражением физического явления - с уверенностью сказать трудно, хотя этот перепад P_A статистически определен. В этом районе углов и температур импульс $p\theta$ сравнивается с обратным корреляционным радиусом $\varkappa$ и с дипольным импульсом q_o. Однако теория не предсказывает такой сильной импульсной зависимости эффекта. В диапазоне $T_3 = 8 \div 11,5^o$ эффект в два раза меньше $\left(\langle\Delta P\rangle = (9 \pm 1,8)\cdot 10^{-5}\right)$ и увеличивается с ростом угла.

С шимом получена средняя величина $\langle \Delta P_A \rangle = (1,5 \pm 1,9)\cdot 10^{-5}$, хотя в отдельных сериях появлялся эффект в 2 статистические ошибки, но разного знака. На зависимости $P_A(\theta)$ для шима виден систематический сдвиг в сторону отрицательной поляризации: $\langle P_A(\theta_-)\rangle = (-3,9 \pm 1,4)\cdot 10^{-5}$ и $\langle P_A(\theta_+)\rangle = (-2,4 \pm 1,4)\cdot 10^{-5}$. Этот сдвиг возможно связан с подмагничиванием шима магнитным полем флиппера H_f , т.е. шим ведет себя не только как деполяризатор, но и как самостоятельный объект со своими возможными поляризационными эффектами.

На рис.4 показаны значения $P_A = \frac{\Delta P}{2}$ при разных температурах, усредненные по всем углам от 1^o до 5^o. Точка, обозначенная светлым кружком, - результат измерений с шимом. Видно, что возникающая поляризация P_A возрастает с приближением к T_c. В интервале $3^o \div 10^o$ $P_A(\tau)$ в пределах экспериментальных ошибок ведет себя как $P_A(\tau) \sim \frac{1}{\tau} \sim \frac{1}{\varkappa\sqrt{\varkappa}}$. Как и следует из теоретической



Рис.3. Зависимости P_A и ΔP_A от угла рассеяния в разных температурных интервалах. (T_3, $P_0 = 0$) – измерения с шимом.

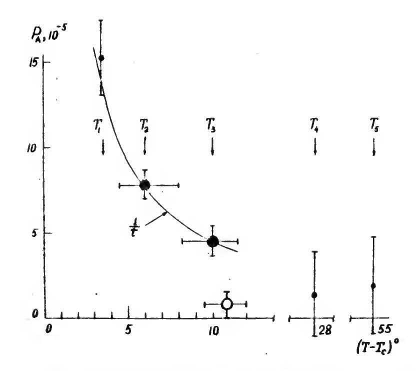


Рис.4. Температурная зависимость асимметрии P_A, усредненной по углам рассеяния для поляризованного (●) и неполяризованного (○) пучков.

8

оценки, в далекой парамагнитной области эффект порядка 10^{-5}. Усредненное значение для T_4 и T_5 (28^0 и 55^0) дает $\langle P_A \rangle = (+1{,}6 \pm 1{,}8) \cdot 10^{-5}$.

Из-за довольно большой вертикальной расходимости пучка экспериментально наблюдаемый эффект P_A несколько занижен по сравнению с истинным. Так как ось поляризации фиксирована по вертикали, то $\vec{n}\vec{\sigma} = \cos\varphi < 1$ для нейтронов, плоскость рассеяния которых не совпадает с вертикальной на угол φ. Точную геометрическую поправку сделать невозможно, т.к. не известна истинная угловая зависимость $P_A(\Theta)$. Оценку этой поправки можно сделать, положив, что P_A не зависит от Θ. Такая поправка K_I, на которую нужно умножить измеренные значения P_A, приведена в таблице. Поскольку поправки сравнимы с погрешностью измерений, то мы их не вводили в конечный результат. Другая поправка K_2 связана с учетом фона немагнитного рассеяния, который мы оценивали по измерениям в γ-фазе железа ($T > 910^0$C). Она тоже не превышает 10%. В таблице также приведен эффективный угол Θ_{eff}, под которым собираются нейтроны в каждый счетчик. Оценка проводилась численным интегрированием в соответствии с формулами:

$$\Theta = \sqrt{\Theta_H^2 + \varphi^2},$$

$$\Theta_{eff} = \frac{\int \Theta\, \mathcal{J}(\Theta)\, d\varphi}{\int \mathcal{J}(\Theta)\, d\varphi},$$

$$K_1 = \frac{\int \cos\varphi\, \mathcal{J}(\Theta)\, d\varphi}{\int \mathcal{J}(\Theta)\, d\varphi}.$$

Интенсивность $\mathcal{J}(\Theta)$ бралась по экспериментальным зависимостям, представленным на рис.2.

Таблица

Θ_H^o	Θ_{eff}	K_I	K_2
I,0	I,30	I,23	I,07
I,5	I,74	I,I4	I,04
2,0	2,2I	I,I0	I,035
2,5	2,69	I,07	I,044
3,0	3,I7	I,05	I,05
3,5	3,63	I,038	I,065
4,0	4,I0	I,027	I,08
4,5	4,59	I,023	I,II
5,0	5,08	I,020	I,I3

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из приведенных экспериментальных данных порядок величины эффекта и его угловая зависимость качественно согласуются с предсказаниями теории. Для температур $T - T_c = 3,5^0;\ 6^0;\ 10^0;\ 28^0+55^0$ соответственно получены значения ρ_A (в единицах 10^{-5}): 15,2±2,3; 7,8±0,9; 4,5±0,9 и 1,6±1,8. Для того, чтобы сравнить наблюдаемую и теоретическую зависимости от температуры, формулу (8) нужно усреднить по углам рассеяния. При этом оказывается, что закон $\rho_A \sim \frac{1}{\tau}$, следующий из эксперимента, справедлив для обменной области температур. Тем не менее, непосредственное сравнение теоретических и экспериментальных результатов не является корректным, т.к. температурный интервал измерений лежит как раз на границе между обменной и дипольной областями, а импульс $p\theta$ порядка q_o. Теория же носит асимптотический характер и для ее проверки необходимо выполнение сильных неравенств, указанных в формуле (8).

Резюмируя, можно сказать, что предложенный метод изучения критической динамики по возникающей поляризации находится в пределах экспериментальных возможностей. Этот метод позволяет получать информацию о динамике трехспиновых корреляций, которую иными способами изучать нельзя. Кроме того, метод имеет и большое экспериментальное преимущество для изучения динамики критических флуктуаций, т.к. позволяет вести одновременные измерения разностного эффекта и тем самым решает проблемы фона немагнитного рассеяния и аппаратурной нестабильности.

Отметим, что представленный эксперимент проводился не в оптимальных условиях. При соблюдении же этих условий ($q_o \approx q_c$, что для железа означает $\lambda_{opt} \approx 20Å$) эффект значительно вырастет и станет возможным его детальное исследование.

В заключение приносим нашу благодарность профессору Г.М.Драбкину за постоянную поддержку эксперимента и обсуждение результатов, М.М.Агамаляну, В.Н.Слюсарю, В.И.Волкову, А.Ф.Щебетову, Г.П.Гордееву, Б.М.Холкину за оказанную помощь в проведении эксперимента.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. B.I.Halperin, P.c.Hohenberg. Phys. Rev., 177 952, 1969.
2. С.В.Малеев. Теор. Мат. Физ., 4, 86, I970.
3. С.В.Малеев. ЖЭТФ, 66, I809, I974.
4. В.Г.Вакс, А.И.Ларкин, С.А.Пикин. ЖЭТФ, 5I, 36I, I966.
5. А.А.Абрикосов, Л.Р.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М. "Наука" I962.
6. С.В.Малеев. ЖЭТФ, 69, I348, I975.
7. А.М.Поляков. ЖЭТФ, 57, 2I44, I969.
8. А.М.Поляков. ЖЭТФ, 57, 27I, I969.
9. Э.А.Коломенский, В.Б.Копелиович, В.М.Лобашев. В.А.Назаренко, А.И.Окороков, А.И.Пирожков, Л.М.Смотрицкий, Г.И.Харкевич, А.Ф.Щебетов. ЯФ, 25, 233, I977.
I0. Г.М.Драбкин, А.И.Окороков, А.Ф.Щебетов, Н.В.Боровикова, А.Г.Гукасов, А.И.Егоров, В.В.Рунов. ЖЭТФ, 69, I9I6, I975.

Работа поступила в издательский отдел I5/УШ-I977 г.

ЛИЯФ, зак.62I, тир.I60,уч.-изд.л.0,8;4/Х-I977, М-I7653

Редактор А.Н.Ерыкалов

Бесплатно

Бесплатно